ПЕРЕМЕШИВАНИЕ МЕТАЛЛОВ ПРИ ОБДИРАНИИ ГАЗОВЫХ ГАЛО ГАЛАКТИК

С. Ю. Дедиков,[1] Ю. А. Щекинов[1,*]

[1] *Физический факультет, Ростовский государственный университет, Ростов-на-Дону, 344090, Россия*

Исследуется процесс перемешивания металлов в межгалактическом газе при движении галактики с обогащенной металлами оболочкой сквозь межгалактическую среду. Рассмотрено две простых модели начального распределения металлов: в первом случае металлы сосредоточены в достаточно тонкой оболочке с толщиной $\Delta R_s = 1$ кпк, внешним радиусом $R_s = 31$ кпк и металличностью $Z = 10^{-3}$, во втором – металлы однородно с таким же значением металличности заполняют всю сферическую область с радиусом R_s. Показано, что через время 2.85 млрд лет металлы распределяются по достаточно протяженному объему с характерным размером $\simeq 200$ кпк в направлении движения межгалактического газа со средним значением металличности $\simeq 4.6 \times 10^{-4}$ в обогащенных областях. При этом, однако, распределение металлов остается крайне неоднородным, так что основной вклад в металличность вносят высокометалличные островки $Z \gtrsim 6 \times 10^{-4}$, доля объема которых в области, охваченной перемешиванием, всего $\sim$10%. Более того, в пределах этого объема остаются области, не содержащие металлов.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие появились убедительные доказательства того, что межгалактический газ (МГГ) на больших красных смещениях ($z = 2 - 5.5$) был обогащен тяжелыми элементами [1-4]. Металличность этого газа $Z \sim 10^{-3} Z_\odot$ близка к металличности наиболее старых звезд населения II и остается слабо зависящей от красного смещения вплоть до $z \simeq 5.5$ [3], после чего демонстрирует признаки уменьшения в область

* Electronic address: yus@phys.rsu.ru

бо́льших z. Примечательно, что металлы наблюдаются в облаках Lyα-леса с предельно низкими концентрациями водорода на луче зрения, $N(HI) \simeq 10^{14}$ см$^{-2}$, соответствующих по современным представлениям областям МГГ в космических пустотах размерами ~ 1 Мпк. Очевидно, что обогащение МГГ металлами связано с активностью массивных звезд, в том числе при взрывных процессах, таких как вспышки сверхновых или гиперновых. Вместе с тем, открытыми остаются многие вопросы, связанные с деталями этого процесса: когда (при каких красных смещениях) начиналось активное обогащение МГГ; в состоянии ли были вспышки сверхновых или гиперновых приводить к выбросу вещества из галактик; каким должен быть характер сопутствующих газодинамических процессов, чтобы обеспечить перемешивание металлов на масштабах порядка 1 Мпк.

Активное звездообразование в молодых галактиках, благодаря которому начался процесс обогащения межгалактической среды металлами, вызвало вторичную ионизацию МГГ. Момент начала вторичной ионизации МГГ определяется на основе наблюдений эффекта Ганна-Петерсона. Эффект Ганна-Петерсона – вызванная поглощением в нейтральном межгалактическом газе депрессия континуума в спектре квазара с голубой стороны от резонансной линии излучения [5]. Современные наблюдения эффекта Ганна-Петерсона на красных смещениях $z \simeq 5-6$ показывают, что вторичная ионизация вещества во Вселенной начиналась в области $z > 5.8$ [6] – существует всего одна наблюдательная точка при $z = 6.05$, в которой средний фактор прозрачности в линии Lyα водорода, а также параметр ионизации – отношение скорости фотоионизации к скорости фоторекомбинаций – $\Gamma/(\alpha_r n)$, резко уменьшается (примерно на порядок по сравнению с его значением при $z = 5.8$). Это может означать, что при $z \simeq 6$ зоны ионизации МГГ начинают перекрываться и при меньших z он оказывается прозрачным в линии Lyα, хотя уверенные заключения могут быть сделаны только на основе дальнейших наблюдений эффекта Ганна-Петерсона в этой области красных смещений. В этот же период, по-видимому, происходил и первый этап звездного нуклеосинтеза. Наблюдения насыщенных Lyα-систем в области $z < 4.5$ показывает, что содержание металлов в них изменяется слабо с красным смещением, в то время как при $z > 4.5$ явно видно резкое уменьшение металличности, хотя и здесь это уменьшение представлено всего двумя наблюдательными значениями [6]. В любом случае $z \simeq 6$ является, по-видимому, нижней границей красных смещений, на которых начинается звездный нуклеосинтез и возможное связанное с ним обогащение МГГ тяжелыми элементами. Верхняя граница –

$z \sim 20-30$ – определена менее точно и в настоящее время устанавливается теоретическими моделями, включающими холодную темную материю и энергию вакуума (так называемые CDM и ΛCDM модели).

Процесс обогащения МГГ металлами и их последующее перемешивание – сложное газодинамическое явление, включающее в себя комбинированное действие коллективных вспышек сверхновых, давление звездного излучения на частицы пыли, приливные взаимодействия галактик, обдирание обогащенных металлами газовых гало галактик при их движении в межгалактической среде. В настоящее время не вызывает сомнения тот факт, что наблюдаемое множество галактик, а также их протогалактические предшественники способны произвести тяжелые элементы в необходимом количестве. Более того, если принять для галактик "удельную" (на единицу массы галактики с учетом массы темной материи) звездную активность, пропорциональную активности нашей Галактики, то количество металлов, вынесенное вспышками сверхновых за пределы галактик (т. е. на расстояния 10-30 кпк), будет сравнимо с наблюдаемым в межгалактической среде [7]. Однако давление межгалактического газа, равное после вторичной ионизации $p_{\rm igm} \simeq 0.24\Omega_b h^2(1+z)^3$ К см$^{-3}$, препятствует проникновению ударных волн от коллективных вспышек сверхновых, так что максимальный фактор заполнения таких обогащенных областей не превышает $q_v \sim 10^{-4}$ [7]. Лишь при довольно экстремальных предположениях об эффективности звездной активности в ранних галактиках малой массы ($M \lesssim 10^9 M_\odot$ с основным вкладом темной материи), требующих в начальном акте звездообразования превращения в звезды половины массы газа, области вокруг галактик, обогащенные металлами могут перекрываться [8]. Эффективным механизмом обогащения МГГ тяжелыми элементами может служить выдувание из галактик пылевых частиц давлением звездного излучения с последующим их разрушением (возможно частичным) в межгалактической среде [9], хотя в этом случае ограничивающим фактором может быть магнитное поле галактик, удерживающее заряженные пылевые частицы на циклотронных орбитах – этот вопрос в настоящее время не вполне выяснен (см. дискуссию в [10]).

Во всех случаях распределение металлов в межгалактической среде сразу после выброса из галактик их очередной порции должно быть крайне неоднородным. В том случае, когда этот выброс связан с коллективными вспышками сверхновых, металличность газа в обогащенной области обратно пропорциональна полной массе галактики:

$Z \propto M^{-1}$ [11]. Поэтому наблюдаемое близкое к однородному (и слабо зависящее от красного смещения) распределение тяжелых элементов требует существования достаточно эффективных механизмов перемешивания, в том числе и на масштабах порядка 1 Мпк, соответствующих областям с низкой лучевой концентрацией водорода в Lyα-лесе, занимающих космические пустоты (voids). В [7] в качестве такого механизма предложено множественное приливное взаимодействие, способное вносимыми им возмущениями скорости в уже обогащенном ограниченном объеме газа вокруг галактик перераспределять металлы по значительно бо́льшим областям. Другим эффективным механизмом перемешивания может быть обдирание обогащенного газа гало при движении галактик сквозь межгалактическую среду. В отличие от приливного механизма, действующего эпизодически, обдирание газа гало при движении сквозь МГГ – процесс длительный, и, более того, он может усиливать и приливный механизм тем, что возникающие при этом протяженные хвосты вокруг галактик занимают существенно больший объем, нежели невозмущенные сферические гало и поэтому более часто подвержены действию приливных сил со стороны пролетающих галактик. В настоящей работе в рамках упрощенной модели мы исследуем особенности именно этого процесса – обогащения МГГ металлами обдиранием газовых гало галактик. В последующих работах этого цикла мы проанализируем численно и другие механизмы перемешивания.

Основная особенность перемешивания металлов в диффузных средах, таких как межзвездная и межгалактическая среда, состоит в том, что характерное время турбулентных или конвективных движений по порядку величины близко к временам процессов, определяющих физическое состояние этих сред. В самом деле, если говорить о межгалактическом газе с характерными масштабами $L \sim 30 - 100$ кпк и скоростями $v \sim 100$ км/с, то соответствующее время переноса неоднородности химического состава $t \sim 0.3 - 1$ млрд лет оказывается лишь немногим меньше времени образования галактик на красных смещениях $z \sim 3 - 5$. Аналогично, в межзвездном газе характерное время, соответствующее масштабам $L \sim 1$ кпк и скоростям $v \sim 10$ км/с, равно $t \sim 10^8$ лет, что сравнимо с периодом вращения галактики и с джинсовским временем газа с концентрацией $n \sim 1$ см$^{-3}$. Подробное обсуждение проблемы перемешивания в диффузной межзвездной среде было выполнено впервые в работе [12]. Численное моделирование процесса перемешивания в дисках галактик, обусловленного хаотическими движениями ударных волн от множественных сверхновых [13], показало, что время перемешивания может быть еще больше, $t \sim (2-3)\times 10^8$ лет. Перемешивание металлов на больших масштабах в спиральных галактиках может быть связано также с выбросом обогащенного газа коллективными вспышками сверхновых из галактического диска на большую высоту с последующим перетеканием вещества в радиальном направлении на периферию, как это предложено в [14], однако сглаживание неоднородностей в металличности на малых масштабах требует мощных хаотических мелкомасштабных движений. Очевидно, что в таких условиях следы начального неоднородного распределения химического состава, обусловленного локальным характером процесса обогащения, будут не полностью "стираться" хаотическими квазидиффузионными движениями, так что наблюдаемое распределение будет в значительной мере страдать неоднородностями. В настоящей работе мы исследуем перемешивание, обусловленное неустойчивостями, связанными в основном со сдвиговыми течениями при движении галактики сквозь межгалактическую среду. В последнее время проблема перемешивания в межгалактической среде в аналогичной постановке обсуждалась в работах [15, 16]. Мы приводим аргументы в пользу того, что процесс перемешивания наиболее эффективен на начальных временах $t \sim L/v$, в то время как на промежуточных временах $L/v < t \lesssim 10L/v$ характер распределения химического состава демонстрирует признаки "закалки" в том смысле, что функция распределения металличности изменяется очень медленно.

Изложение построено следующим образом: в разделе 2 приводится описание модели, в разделе 3 дается обсуждение результатов, в том числе особенностей процесса перемешивания в нашей модели, раздел 4 содержит Заключение.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

В настоящей работе мы принимаем следующую упрощенную модель: обогащенный металлами газ выброшен из галактики взрывным механизмом, так что образует сферическую достаточно тонкую плотную оболочку. При этом разреженная полость может иметь ту же самую металличность, что и оболочка – мы рассматриваем два варианта: в первом только оболочка несет повышенную металличность, во втором – равную металличность имеет и разреженный газ полости. Мы пренебрегаем действием на оболочку гравитационного поля родительской галактики, тем самым мы анализируем тот случай, когда выброшенной взрывными процессами оболочке была сообщена достаточно большая энергия, чтобы покинуть галактику. Вместе с тем, в целях упрощения анализа в начальный момент мы предполагаем оболочку статической, т. е. не расширяющейся, что соответствует торможению и остановке расширения оболочки давлением межгалактического газа (см. обсуждение в [7, 8]). Очевидно, что учет гравитации приведет к тому, что оболочка и вся возмущенная область в МГГ будет притягиваться к галактике (т. е. к гравитирующему центру), так что область перемешивания будет занимать меньший объем, чем в случае без учета гравитации, и в этом смысле выброс металлов в МГГ и их перемешивание будет подавлено.

В начальном состоянии мы предполагаем, что оболочка находится в состоянии динамического равновесия с окружающим газом, а также с газом, заполняющим полость: $p^0_{igm} = p^0_s = p^0_h$. Внешний размер оболочки предполагается равным $R_s = 31$ кпк, ее толщина $\Delta R_s = 1$ кпк, плотности газа во внешней области, в оболочке и в полости полагались равными $n_{igm} = 4.4 \times 10^{-6}$ см$^{-3}$, $n_s = 4.4 \times 10^{-4}$ см$^{-3}$ и $n_h = 4.4 \times 10^{-6}$ см$^{-3}$, соответственно, температуры $T_{igm} = 10^6$ K, $T_s = 10^4$ K, $T_h = 10^6$ K. Мы рассматривали два случая распределения металлов в оболочке и в полости: 1. Металлы сосредоточены только в оболочке $Z_s = 10^{-3}$, $Z_h = 0$; 2. Массовая концентрация металлов в оболочке и в полости равны $Z_s = Z_h = 10^{-3}$. При этом полная масса металлов, выброшенных в систему составляет $M_Z = 10^5 M_\odot$, что эквивалентно вспышке примерно $N_{sn} = 5 \times 10^4$ сверхновых. Внешний межгалактический газ движется относительно полости в направлении ζ со скоростью $v_{igm} = 100$ км/с, при этом в начальный момент на задней границе облака задавался профиль плотности такой, чтобы на границе облака скорость была равна нулю, а на небольшом расстоянии от нее $\delta z = 0.3$ кпк равна невозмущенной скорости внешнего потока. Это вносит определенные возмущения в начальную динамику течения, однако через сравнительно короткое время $\Delta t \sim \delta R_s / v_{igm} = 10^7$ лет течение выходит на установившийся режим. Более реалистичная модель течения, в которой динамика обтекания оболочки исследуется с момента впрыскивания энергии в центре галактики будет описана отдельно.

Задача решалась численно в двумерном описании на цилиндрической сетке (r, ζ). Рассматриваемая область размером $\Delta r \times \Delta\zeta = 125 \times 300$ кпк^2 разделена на 1000×2400 ячеек. Центр оболочки расположен на оси ζ в точке $r = 0$, $\zeta = 100$ кпк. В расчетах мы использовали явную многошаговую разностную схему с разделением операторов (ZEUS-2D), описанную в [17]. Мы используем неподвижную сетку, поэтому на временах $t \sim 3$ млрд лет, когда часть фрагментов оболочки начинает покидать счетную зону, расчет прекращается. В настоящей работе мы не учитываем эффектов хаббловского расширения, что при принятых нами параметрах модели в рамках интересующих нас интервалов времен $t \leq 9 \times 10^{16}$ с соответствует ограничению на красные смещения $z \leq 1.7h^{-2/3} - 1$, $h = H_0/100$ – постоянная Хаббла, для $h = 0.65$ $z \leq 1.3$, если галактика не входит в состав скопления или группы, так что окружающий ее фон принимает участие в хаббловском расширении. Следует отметить, однако, что при красных смещениях $z \simeq 5 - 6$ крупномасштабная структура уже достаточно отчетливо отделяется от среднего однородного фона, и основная часть галактик находится в более плотных областях, соответствующих стенкам структуры, где плотность уменьшается медленнее, чем если бы это было изотропное хаббловское расширение ([18]). В этом смысле наши результаты могут качественно описывать характер перемешивания в таких областях (стенках космических пустот) при $z < 5 - 6$, а также в скоплениях галактик.

В настоящей работе мы ограничиваемся демонстрацией результатов для адиабатической модели, когда процессы радиационного охлаждения не учитываются. В действительности роль радиационного охлаждения может быть существенной, поскольку при этом области с бóльшим содержанием тяжелых элементов охлаждаются быстрее и за счет этого быстро сжимаются, так что участие их в перемешивании будет затруднено. В следующей работе мы продемонстрируем к каким качественно новым явлениям в перемешивании вещества могут приводить эффекты радиационных потерь.

Металличность газа Z описывается уравнением переноса скалярной пассивной переменной

$$\frac{\partial Z}{\partial t} + \mathbf{u}\nabla Z = 0, \tag{1}$$

записанным на цилиндрической сетке во 2-м порядке аппроксимации, здесь $Z = \rho_Z/\rho$, ρ_Z – плотность металлов, ρ – плотность газа.

Перенос металлов в межгалактическую среду и их перемешивание определяется динамическим давлением $\rho_{igm} v_{igm}^2$ падающего на оболочку газа и развитием сопутствующей неустойчивости Кельвина-Гельмгольца (далее КН), возникающей вследствие сдвиговых течений на границе оболочки. Задача характеризуется в общем случае двумя временами [19, 20]: временем обтекания оболочки потоком межгалактического газа

$$t_{\rm is} = \frac{2R_s}{v_{igm}}, \qquad (2)$$

и временем прохождения ударной волны по оболочке (отождествляемым с временем ее разрушения)

$$t_{\rm cs} \simeq 4\frac{\chi^{1/2}\Delta R_s}{v_{igm}}, \qquad (3)$$

где $\chi = \rho_s/\rho_{igm}$ – контраст плотности между оболочкой и МГГ. Время $t_{\rm cs}$ включает в себя, вообще говоря, длительность двух процессов: проникновение ударной волны от внешней границы оболочки к внутреннему радиусу, равное $\sqrt{\rho_s}\Delta R_s/\sqrt{\rho_{igm}}v_{igm}$, и время распространения прошедшей сквозь оболочку ударной волны по полости, равное по порядку величины $\sqrt{\rho_h}R_s/\sqrt{\rho_{igm}}v_{igm}$. Для выбранных нами параметров оболочки и полости $R_s\sqrt{\rho_h/\rho_{igm}} = 3\Delta R_s\sqrt{\chi}$, поэтому в (3) появляется множитель 4. В нашем случае $t_{\rm cs} = 1.2 \times 10^{16}$ с.

Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца развивается с характерным временем [21, 22]

$$t_{\rm KH} \sim \frac{\chi^{1/2}}{kv_r}, \qquad (4)$$

где k – волновое число возмущения, v_r – относительная скорость движения межгалактического газа и оболочки, на начальных этапах $v_r \sim v_{igm}$. Таким образом

$$t_{\rm KH} = \frac{1}{4}\frac{t_{cs}}{k\ \Delta R_s}. \qquad (5)$$

Легко видеть, что инкремент неустойчивости растет в области коротковолновых возмущений, $k\ \Delta R_s \gg 1$, однако в силу того, что в задаче присутствует выделенный масштаб R_s, наибольший вклад в развитие вихревых течений, и, как следствие этого, в перемешивание вещества, вносят длинноволновые возмущения, $kR_s \sim 1$, с последующим каскадным процессом дробления вихревых фрагментов. На это обстоятельство впервые обратили внимание в работе [20]. В таких условиях следует ожидать, что обогащенная металлами оболочка будет сравнительно легко дробиться на все более мелкие фрагменты, но обмен веществом между фрагментами и окружающим диффузным газом будет затруднен. Соответствующая картина пространственного распределения металлов должна включать в себя множественные высокометалличные островки, окруженные разреженными областями с более низкой концентрацией металлов.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1a показано распределение металличности (верхняя панель) и плотности (нижняя панель), которое устанавливается при разрушении оболочки к моменту времени $t = 3$ млрд лет в модели 1, в которой в начальный момент времени металлы заполняют только оболочку. **Рис.1a** Общая картина распределения металлов в модели 2 к этому моменту времени практически совпадает с приведенным на рис. 1a, лишь на временах $t \lesssim 2t_{\rm cs}$ пространственное распределение металлов в модели 1 все еще сохраняет следы начальной оболочечной структуры. Легко видеть, что распределение металлов остается крайне неоднородным, причем неоднородность сохраняется и при переходе к меньшим масштабам – отдельно на рис. 1b показаны распределения Z в двух фрагментах, выделенных на рис. 1a. **Рис.1b** В значительной части объема в областях, близких к оси симметрии металличность остается практически равной начальному значению, при этом плотность в этой области заметно меньше начальной плотности оболочки. Это соответствует тому, что после прохождения ударной волны и снятии нагрузки определенные участки оболочки деформировались и расширились, не будучи вовлечены в вихревые движения и перемешивание. Заметим, что полная масса газа и масса металлов сохраняется с высокой точностью, так что к моменту времени $t = 3$ млрд лет значение полной массы уменьшается всего на 3 %, в основном (2%) за счет того, что часть плотного газа оболочки выходит за пределы счетной области. В основном по той же причине уменьшается за это время и полная масса металлов на величину $\simeq 4\%$.

Процесс перемешивания может быть представлен в виде иерархической схемы фрагментации оболочки под действием неустойчивости Кельвина-Гельгольца. Она развивается быстрее всего на коротких длинах волн, однако, как отмечено в [20], наиболее разрушительным действием при взаимодействии газового потока со сферической структурой обладают длинноволновые возмущения с длиной волны порядка радиуса сферы. (Как показано в [23], это связано с тем, что в таких случаях начальная амплитуда возмущений, вносимая самой сферической структурой с длиной волны, равной радиусу сферы, максимальна, все остальные возмущения существуют на уровне ошибок, вносимых разностным представлением.) В этой схеме процесс фрагментации можно представить как последовательное деление сферических фрагментов на меньшие с вдвое меньшим радиусом. Для возмущений с длинами волн $\lambda \ll \sqrt{\chi}R$, неустойчивость KH развивается на временах, существенно меньших, чем время, за которое облако за счет сил трения приобретет скорость внешнего потока. Поэтому можно предполагать, что вновь образовавшиеся фрагменты будут продолжать двигаться в направлении ζ со скоростью существенно меньшей v_r. В радиальном направлении фрагменты движутся со скоростью u_r, среднее значение которой $\langle u_r \rangle$ определяется средней плотностью в объеме, занимаемом оболочкой $\langle \rho \rangle = 3\rho_s \Delta R_s / R_s + \rho_h \simeq 10\rho_{igm}$ и скоростью обтекающего межгалактического газа. После прохождения по оболочке и ограничиваемой ею полости ударной волны, в ней из-за сжатия устанавливается более высокое значение средней плотности, примерно в два раза превышающее невозмущенную величину [20], таким образом можно принять, что после прохождения ударной волны средняя плотность будет иметь порядок $\langle \rho \rangle \simeq 20\rho_{igm}$. Характерное значение вариации скорости в возмущенной области может быть оценено при этом из соотношения $\rho_{igm} v_r^2 \sim \langle \rho \rangle \langle u^2 \rangle$, что дает $\sqrt{\langle u^2 \rangle} \sim v_r / \sqrt{20}$. В оценках можно принять $\langle u_r \rangle \sim \sqrt{\langle u^2 \rangle}$ – полученная таким образом оценка совпадает со средней радиальной скоростью в численной модели $\simeq 20$ км/с. На каждом этапе фрагментации образующиеся фрагменты успевают смещаться на расстояние $\sqrt{\chi} a u_r / v_r$ в радиальном направлении, здесь a – размер фрагмента. Поэтому, если бы фрагменты сохраняли начальное значение контраста плотности χ, то полное смещение до окончания фрагментации было бы равным $\Delta r = \sqrt{\chi} R_s u_r \sum_1^\infty 2^{-i} / v_r$ в предположении, что $|u_r| \ll v_r$ и на каждом этапе дробления $a_i = a_{i-1}/2$, так что вклад радиального движения в развитие неустойчивости KH незначителен. Однако, под действием проникающей в оболочку ударной волны ее вещество вначале сжимается, а затем, после снятия нагрузки, расширяется, поэтому в процессе дробления фрагментов величина контраста плотности уменьшается. Следствием этого будет уменьшение времени торможения фрагментов, так что они будут быстрее увлекаться обтекающим потоком, а с другой стороны медленнее растекаться в радиальном направлении. После первого прохождения ударной волны по оболочке температура внутри нее увеличится и станет равной $T_s' = 3\mu v_r / 16k$, а газовое давление $p_s' = 3\rho_s v_r^2 / 4$. При последующем адиабатическом расширении сжатая оболочка или ее фрагменты придут в равновесие с окружающим газом, при этом плотность внутри фрагментов уменьшится и в конце расширения контраст плотности будет равен $\chi' \simeq 7\chi^{3/5} M_e^{-6/5}$, где $M_e = v_r / c_{igm}$ – число Маха в окружающем газе. Для принятых нами значений параметров МГГ и скорости течения значение $M_e \lesssim 1$, поэтому в оценках можно принять $\chi' \simeq 7\chi^{3/5} \simeq 110$. Последующее взаимодействие фрагментов с внешним потоком будет приводить к возникновению внутри них ударных волн, однако, поскольку температура газа фрагментов на этих стадиях уже достаточно велика, $T_f \simeq T_s'(\chi'/\chi)^{2/3} \simeq 7^{2/3}\chi^{-4/15} \simeq T_s'$, дополнительный нагрев уже слабыми ударными волнами будет незначительным, поэтому в оценках можно пользоваться значением χ' как установившимся. Таким образом, в процессе дробления облака неустойчивостью КН между каждым актом дробления образующиеся фрагменты будут смещаться в направлении ζ на величину [23]

$$\Delta\zeta_i = v_{\zeta,i} t_{KH}^i \simeq \frac{v_{\zeta,i-1} t_{KH}^i}{1 + 1.5 t_{KH}^i v_{\zeta,i-1}/(\chi' a_{i-1})}, \tag{6}$$

где t_{KH}^i – время развития неустойчивости КН на i-м шаге дробления, $v_{\zeta,i}$, a_i – соответствующая скорость и размер фрагмента. С учетом $t_{KH}^i \sim t_{KH}^{i-1}$ и $t_{KH}^{i-1} v_{\zeta,i-1} \simeq \sqrt{\chi'} a_{i-1}$, получим для полного смещения вдоль ζ

$$\Delta\zeta \sim \sqrt{\chi'}(1 + 1.5/\sqrt{\chi'}) R_s \simeq 260 \text{ кпк}, \tag{7}$$

в численных расчетах $\Delta\zeta \simeq 200$ кпк. Аналогично смещение вдоль радиуса

$$\Delta r \sim \sqrt{\chi'} \frac{\langle u_r \rangle R_s}{v_r} \simeq 75 \text{ кпк}. \tag{8}$$

По существу, эта оценка представляет собой значение максимальной области перемешивания в рамках сделанных предположений. Благодаря сносу вдоль направления ζ возмущенная область будет иметь форму неправильного конуса с характерной высотой и основанием, даваемыми уравнениями (7) и (8). Легко видеть из сравнения с рис. 1, что численные расчеты согласуются с приведенной оценкой. Отсюда можно получить среднюю металличность в цилиндрическом объеме, охватывающим всю возмущенную область, занимаемую фрагментами оболочки $Z = M_Z/\pi\rho'\Delta r^2\Delta\zeta \simeq Z_0/200$, где Z_0 – начальное значение металличности в оболочке. Однако реальное распределение металличности существенно отличается от усредненного, что является следствием сильной нелинейности процесса. В представленной выше иерархической схеме фрагментации (детально описанной в [20]) каждый вновь образовавшийся фрагмент рассматривается как изолированный, с которым продолжает взаимодействовать невозмущенный внешний поток. В действительности, после очередного акта дробления оболочки фрагменты взаимодействуют не только с внешним течением, которое к тому же уже возмущено, но и друг с другом, в частности, затеняя друг друга и уменьшая тем самым скорости сдвиговых течений. В результате этого значительная часть оболочки остается сосредоточенной в достаточно крупных и сравнительно плотных, слабо перемешанных фрагментах. Эта особенность хорошо видна на рис. 2a, где показана доля массы металлов μ (в единицах их полной массы), заключенная в областях в заданном интервале металличности. **Рис.2a** Как видно, вплоть до момента $t \simeq 5t_{\rm cs}$ доминирующими по массе металлов фрагментами остаются фрагменты с максимально высокой металличностью: $9\times10^{-4} < Z < 10^{-3}$. Лишь при $t > 5t_{\rm cs}$ основной вклад в массу обогащенных областей вносят фрагменты с $5\times10^{-4} < Z < 9\times10^{-4}$, в то время как доминирующие по объему малометалличные области $Z < 5\times10^{-4}$ заключают в себе массу менее 30%.

Особенности перемешивания хорошо видны также и из зависимости характерного размера областей от металличности заключенного в них газа. Такая зависимость пока- **Рис.2b** зана на рис. 2b для различных моментов времени. По оси ординат отложен характерный размер области в плоскости (r, ζ), расчитываемый как квадратный корень от характерной (средней по всей возмущенной зоне) площади тех областей, металличность которых превышает фиксированное значение. Легко видеть, что с уменьшением металличности характерный размер соответствующих областей увеличивается. Причем, первичное достаточно эффективное перемешивание происходит на начальных временах, $t < t_{cs}$. Следующий за этим период $t \gtrsim t_{cs}$ характер распределения металлов остается практически неизменным – размеры обогащенных областей пропорционально увеличиваются, по-видимому, за счет расширения, и лишь начиная с $t \sim 4t_{cs} \sim 1.5$ млрд лет наиболее металличные области увеличиваются в размере медленнее наименее металличных, частично в результате дробления. Однако размер фрагментов с максимальной металличностью (равной начальному ее значению) всегда остается существенно больше размера счетной ячейки и оказывается лишь в несколько раз меньше максимального размера (наименее металличных) фрагментов – на больших временах это отличие меньше чем в 4 раза. Это указывает на наличие таких областей, которые принимают чрезвычайно слабое участие в процессе перемешивания. Данный вывод подтверждается и тем обстоятельством, что при $t \geq 0.95$ млрд лет зависимость характерного размера от времени областей с металличностью $Z = (8-9.5)\times10^{-4}$ немонотонна. Из распределения, показанного на рис. 2b видно, что характерное сечение высокометалличных областей $(Z > 8\times10^{-4})$ меньше сечения областей с низкой металличностью $(Z < 2\times10^{-4})$ на больших временах примерно в 4 раза, поэтому на такую же величину может быть меньше и вероятность попадания таких областей на луч зрения. Это обстоятельство может приводить к наблюдательной селекции при определении металличности межгалактического газа по спектрам поглощения квазаров с существенной недооценкой областей с высокой металличностью.

Заметное влияние на процесс перемешивания оказывает деформация поверхности фрагментов, которая, в свою очередь, приводит за счет неустойчивости КН к нарастанию коротковолновых возмущений, еще более деформирующих поверхность того или иного фрагмента. Следствием этого является, во-первых, ослабление эффективности дробления, т. е. фрагментации оболочки, и во-вторых, существенное увеличение ее поверхности и силы торможения, увлекающей фрагмент вместе с потоком и уменьшающей относительную скорость потока и поверхности облака. В результате часть фрагментов остается неразрушенной и из-за уменьшения относительной сдвиговой скорости фактически недоступной для последующего перемешивания – образуются "мешки" с почти неизменным, или медленно меняющимся содержанием тяжелых элементов. Таким образом, распределение металлов на исследованных нами асимптотически промежуточных стадиях несет в себе типичные черты распределения с перемежаемостью [24]. Свидетельством этого является, в частности, тот факт, что основной вклад в среднюю металличность во всем охваченном объеме возмущенных движений вносят сравнительно небольшие области, занимающие $\sim$10% всего возмущенного объема, с высокой металличностью, $Z \gtrsim 6 \times 10^{-4}$.

Другая характерная черта систем с перемежаемостью – наличие резких пиков в распределении случайной величины – видна на гистограммах распределения металличности, т. е. числа счетных ячеек с металличностью в заданном интервале $N(Z)$, рис. 3a. Отсюда видно, что хотя уже на коротких временах $t < t_{\rm cs}$ значительная часть металлов **Рис.3a**
распределяется из оболочки по все большему числу счетных ячеек, тем не менее остается значительное количество ячеек с первоначальным значением металличности, как показано на четырех панелях, соответствующих разным временам. Это свидетельствует о том, что на малых масштабах металлы сконцентрированы в достаточно изолированных друг от друга островках, обмен между которыми ограничен. Свойство перемежаемости в процессе перемешивания металлов в нашем случае является естественным следствием нелинейного характера начального распределения металличности и уравнения перено-

са (1), решением которого являетися функция $Z[\mathbf{r} - \mathbf{v}(t)t, 0]$, где $Z[\mathbf{r}, 0]$ – начальное распределение металлов, задаваемое нами в виде Θ-функции. Легко видеть (см. [24]), что даже если поле скоростей $\mathbf{v}(t)$ является гауссовским, конечное или асимптотическое распределение Z будет характеризоваться наличием областей с сильно отличающимся от среднего значением Z. Мы ожидаем, что при учете радиационных потерь из областей, содержащих тяжелые элементы, свойство перемежаемости будет усилено, поскольку в такой ситуации наиболее металличные области будут терять тепловую энергию быстрее и сжиматься до высоких плотностей, существенно уменьшая при этом инкремент неустойчивости Кельвина-Гельмгольца $\Gamma \propto \chi^{-1/2}$.

Распределение металличности по числу ячеек, показанное на рис. 3a, хотя и правильно воспроизводит изменение характера пространственного распределения металлов с течением времени, дает неправильное представление об объемном факторе заполнения областей с разной металличностью и, соответственно, о массе металлов, заключенной в этих областях. Это обусловлено геометрическими эффектами, связанными с цилиндрической геометрией нашей модели: ячейки, находящиеся на расстоянии r от оси цилиндра, соответствуют пропорционально большему объему. Рис. 3b (сплошные линии) **Рис.3b** показывает распределение металлов по объему $V(Z)$. Очевидным отличием от рис. 3a является существенное уменьшение амплитуды пиков в распределении – это объясняется тем, что как правило, то незначительное количество частиц с определенными значениями Z, которые соответствуют резким минимумам в функции $N(Z)$, находятся на достаточно больших расстояниях и имеют большой объем. Тем не менее, характер распределения $V(Z)$ демонстрирует явные отличия процесса перемешивания в нашей модели от простого диффузионного: даже на больших временах, $t \sim 8t_{cs}$, объем, занимаемый областями с металличностью $Z \simeq 5 \times 10^{-4}$ лишь в три раза меньше объема, занимаемого газом с металличностью, меньшей на 2.5 порядка, $Z \sim 2 \times 10^{-6}$. Кроме того, в распределении $V(Z)$ явно видны локальные экстремумы, в частности в окрестности $Z \sim 10^{-4}$ на временах $t > 6t_{cs}$. По-видимому, основной вклад в процесс перераспределения металлов из обогащенных ими областей по большому объему вносят самые начальные стадии взаимодействия межгалактического потока с оболочкой, окружающей галактику. Это обстоятельство видно из диаграммы (ρ, Z), связывающей плотность газа в ячейке и металличность в ней (рис. 4): на самых начальных стадиях взаимодействия $(t \sim 2t_{cs})$ часть металлов выбрасывается с фрагментами из плотной оболочки в разреженный окружающий газ и перемешивается там (верхняя панель), в то время как последующие, даже достаточно поздние ($t \sim 9t_{cs}$), стадии соответствуют в основном расширению плотных (наиболее металличных) областей ($6 \times 10^{-29} < \rho < 8 \times 10^{-28}$ г см$^{-3}$) и слабому перемешивания в разреженных областях ($5 \times 10^{-30} < \rho < 6 \times 10^{-29}$ г см$^{-3}$). **Рис.4**

Особенно наглядно отличие свойств процесса перемешивания, обусловленного неустойчивостью КН, от обычного диффузионного перемешивания видно при сравнении гистограмм распределения металличности $V(Z)$, полученных в нашей модели (рис. 3b, сплошные кривые), с гистограммами, описывающими распределение металличности в чисто диффузионном процессе. На рис. 3b пунктирными линиями показаны гистограммы распределения металлов, которые получались бы под действием обычного диффузионного процесса, описываемого уравнением линейной диффузии в сферическом случае

$$\frac{\partial Z}{\partial t} = \frac{\kappa}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r^2}\frac{\partial Z}{\partial r}\right), \tag{9}$$

с коэффициентом диффузии $\kappa = \langle u \rangle R_s/3 \sim 10^{29}$ см^2/с, где принято, что максимальный размер турбулентной ячейки, связанный с неустойчивостью КН, равен R_s, $\langle u \rangle \sim \langle u_r \rangle \simeq 20$ км/с. Задача (9) решалась на той же сетке, что и гидродинамическая модель, с начальным распределением металлов, идентичным тому, которое было принято нами для обогащенной сферической оболочки. Легко видеть, что характер распределения, получаемого в численных расчетах, имеет принципиальные отличия от диффузионного и несет в себе черты процесса с перемежаемостью. В особенности это проявляется в том, что перемешивание в численной модели оставляет значительное количество ячеек с большой металличностью, в то время как в простом диффузионном процессе существует максимальное (уменьшающееся со временем) значение металличности. Следует отметить, что в модели перемешивания в межзвездной среде множественными ударными волнами от сверхновых [13] процесс перемешивания может быть описан эффективным диффузионным процессом (с экспоненциально растущим во времени коэффициентом диффузии). Это связано, по-видимому, с тем, что каждый элемент газа подвергается неоднократному действию ударных волн, вызывающему повторное развитие неустойчивости КН и, следовательно, продолжающемуся на все уменьшающихся масштабах дроблению вихревых ячеек. В нашем случае каждая вновь образовавшаяся вихревая ячейка с течением времени уменьшает свою скорость движения относительно возмущающего потока, в результате чего неустойчивость выходит в режим "насыщения" – формирование новых вихрей и связанное с этим перемешивание замедляется.

4. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

1. Мы рассмотрели численную модель перемешивания металлов в межгалактической среде при обдирании обогащенных металлами оболочек вокруг галактик динамическим давлением набегающего межгалактического газа. В пренебрежении радиационными потерями металлы перемешиваются в коническом объеме с продольным размером порядка $\sim 8R_s$ (в численных расчетах это 200 кпк), и максимальным поперечным размером $\sim \sqrt{6}R_s \sim 75$ кпк.

2. Распределение металлов остается крайне неоднородным даже на достаточно протяженных временах и характеризуется перемежаемостью областей с высокой и весьма малой металличностью, так что основной вклад в среднюю металличность охваченного возмущенными течениями объема вносят изолированные высокометалличные "островки" с объемом $\sim$10% от полного объема возмущенной области. С другой стороны, в пределах объема, охваченного сильными возмущенными течениями, остаются достаточно протяженные области, свободные от металлов. Мы ожидаем, что учет радиационных потерь приведет к еще более неоднородному распределению Z.

3. Области с высокой металличностью имеют в несколько раз меньшие характерные размеры и примерно в 4 раза меньшие геометрические сечения. Если такой характер распределения металлов имеет место в межгалактической среде, то это может быть причиной наблюдательной селекции, могущей привести к заниженной оценке металличности межгалактического газа.

Авторы благодарны Б. М. Шустову за критические замечания. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект N 00-02-17689) и Федеральной программы Астрономия (проект N 1.3.1.1).

1. D. Tytler, X.-M. Fan, S. Burles, *et al.*, in: *QSO Absorption Lines*, ed. G. Meylan, Berlin, Springer, p. 289 (1995)
2. L. L. Cowie, A. Songaila, T.-S. Kim, and E. Hu, Astron. J., **109**, 1522 (1995)
3. A. Songaila, Astrophys. J., **561**, L153 (2001)
4. A. Songaila and L. L. Cowie, Astron. J., **112**, 335 (1996)
5. И. С. Шкловский, Астрон. журн., **41**, 801 (1964)
6. A. Songaila and L. L. Cowie, Astron. J., **123**, 2183 (2002), astro-ph/0202165
7. A. Ferrara, M. Pettini, and Yu. A. Shchekinov, Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **319**, 539 (2000)
8. P. Madau, A. Ferrara, and M. Rees, Astrophys. J., **555**, 92 (2001)
9. Б. М. Шустов, Д. З. Вибе, Астрон. журн., **72**, 650 (1995)
10. R.-J. Dettmar and Yu. A. Shchekinov, Astron. and Astrophys., in press (2003)
11. Yu. A. Shchekinov, Astron. and Astrophys. Transact., **21**, 131 (2002)
12. J.-R. Roy and D. Kunth, Astron. and Astrophys., **294**, 432 (1994)
13. M. A. de Avillez and M.-M. Mac Low, Astrophys. J., **581**, 1047 (2002)
14. G. Tenorio-Tagle, Astron. J., **111**, 1641 (1996)
15. M. Brüggen, Astrophys. J., **571**, L13 (2002)
16. A. Marcolini, F. Brighenti, and A. D'Ercole, astro-ph/0212440 (2002)
17. J. M. Stone and M. L. Norman, Astrophys. J. Suppl., **80**, 753 (1992)
18. Y. Zhang, A. Meiksin, P. Anninos, and M. L. Norman, Astrophys. J., **495**, 63 (1998)
19. К. В. Бычков, С. Б. Пикельнер, Письма в Астрон. журн., **1**, 29 (1975)
20. R. I. Klein, C. F. McKee, and P. Colella, Astrophys. J., **420**, 213 (1994)
21. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, М., Наука (1986)
22. S. Chandrasekhar, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, NY, Dover (1961)
23. Е. Е. Матвиенко, Ю. А. Щекинов, Астрон. журн., в печати (2003)
24. Я. Б. Зельдович, С. А. Молчанов, А. А. Рузмайкин, Д. Д. Соколов, УФН, **152**, 3 (1987)

MIXING OF METALS UNDER STRIPPING OF GALACTIC GASEOUS HALOS

S. Yu. Dedikov, Yu. A. Shchekinov

A process of mixing of metals in the intergalactic medium connected with stripping of a metal enriched shell around a galaxy by external intergalactic gas is numerically described. Two simplified models of an initial metal distribution are considered: in the first model metals are concentrated in a sufficiently thin shell with thickness $\Delta R_s = 1$ kpc, external radius $R_s = 31$ kpc and metallicity $Z = 10^{-3}$, in the second metals fill a whole spherical region with radius R_s. It is shown that at the time 2.85 Gyr metals are distributed over an extended volume with characteristic size of $\simeq 200$ kpc downstream with average metallicity of $\simeq 4.6 \times 10^{-4}$ in enriched domains. However, the metal distribution remains extremely inhomogeneous such that the main contribution to the metallicity is provided by high-metallicity spots with volume filling factor about $\sim$10% of the whole polluted volume. Moreover, within this volume domains that do not contain metals still remain.

Подписи к рисункам

Рис.1a. Общая картина динамики перемешивания в модели 1: верхняя панель показывает распределение металличности, нижняя – распределение плотности в возмущенной области в момент времени $t = 3$ млрд лет ($\simeq 9t_{cs}$). Пунктиром отмечено начальное положение оболочки.

Рис.1b. Пространственное распределение металличности в двух фрагментах, выделенных на рис. 1a, момент времени $\simeq 9t_{cs}$.

Рис.2a. Доля массы металлов μ, заключенная в заданном интервале металличности в зависимости от времени после начала процесса перемешивания.

Рис.2b. Зависимость характерного размера d обогащенных областей от металличности в них для различных моментов времени.

Рис.3a. Распределение числа счетных ячеек по металличности, $N(Z)$, для различных моментов времени (указано в верхних правых углах панелей).

Рис.3b. Распределение объема по металличности, $V(Z)$, в единицах начального объема оболочки, для различных моментов времени (указано в верхних правых углах панелей); пунктиром показано распределение $V(Z)$, ожидаемое в случае диффузионного перемешивания с коэффициентом диффузии $\kappa = 10^{29}$ см^2/с.

Рис.4. Диаграмма плотность-металличность для двух моментов времени: $t = 1.7t_{cs} = 6.34 \times 10^8$ лет и $t = 3.17 \times 10^9$ лет.

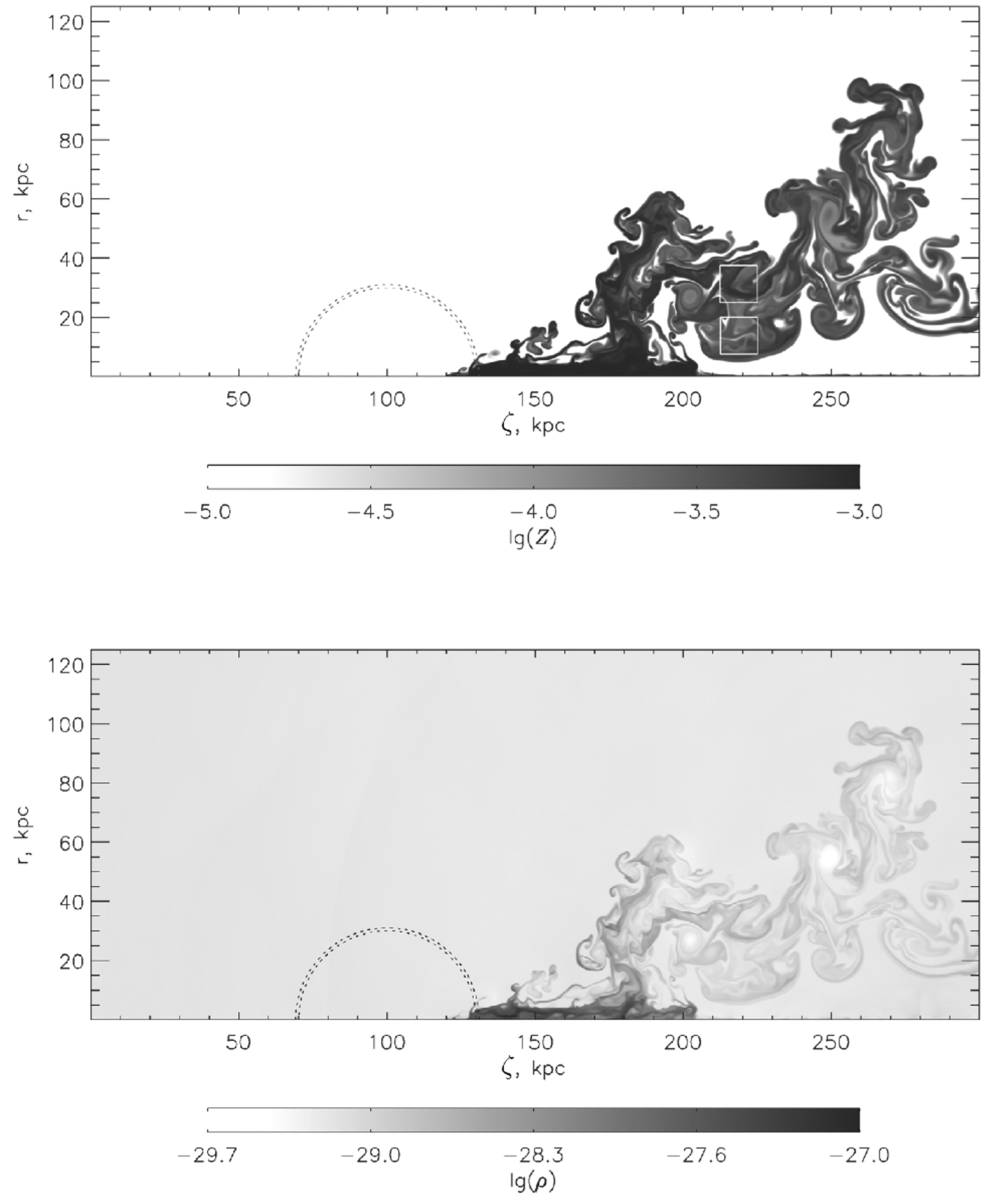

Рис. 1а. Общая картина динамики перемешивания в модели 1: верхняя панель показывает распределение металличности, нижняя – распределение плотности в возмущенной области в момент времени $t = 3$ млрд лет ($\simeq 9t_{cs}$). Пунктиром отмечено начальное положение оболочки.

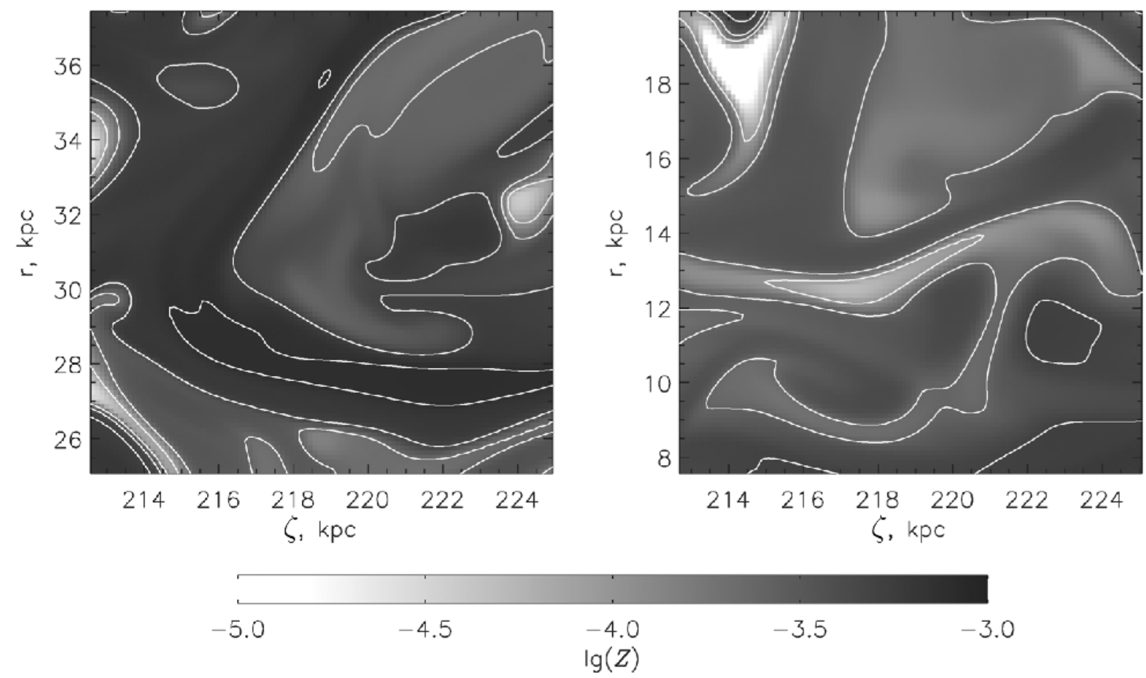

Рис. 1b. Пространственное распределение металличности в двух фрагментах, выделенных на рис. 1a, момент времени $\simeq 9t_{cs}$.

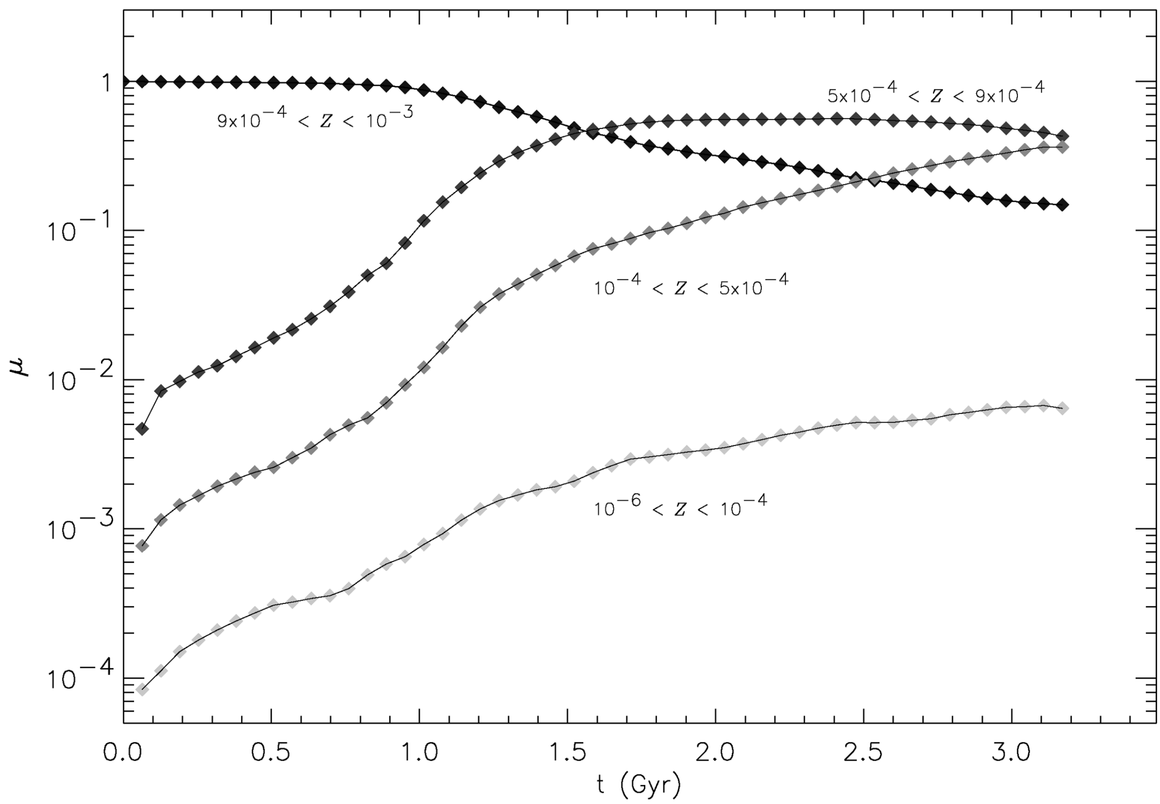

Рис. 2а. Доля массы металлов μ, заключенная в заданном интервале металличности в зависимости от времени после начала процесса перемешивания.

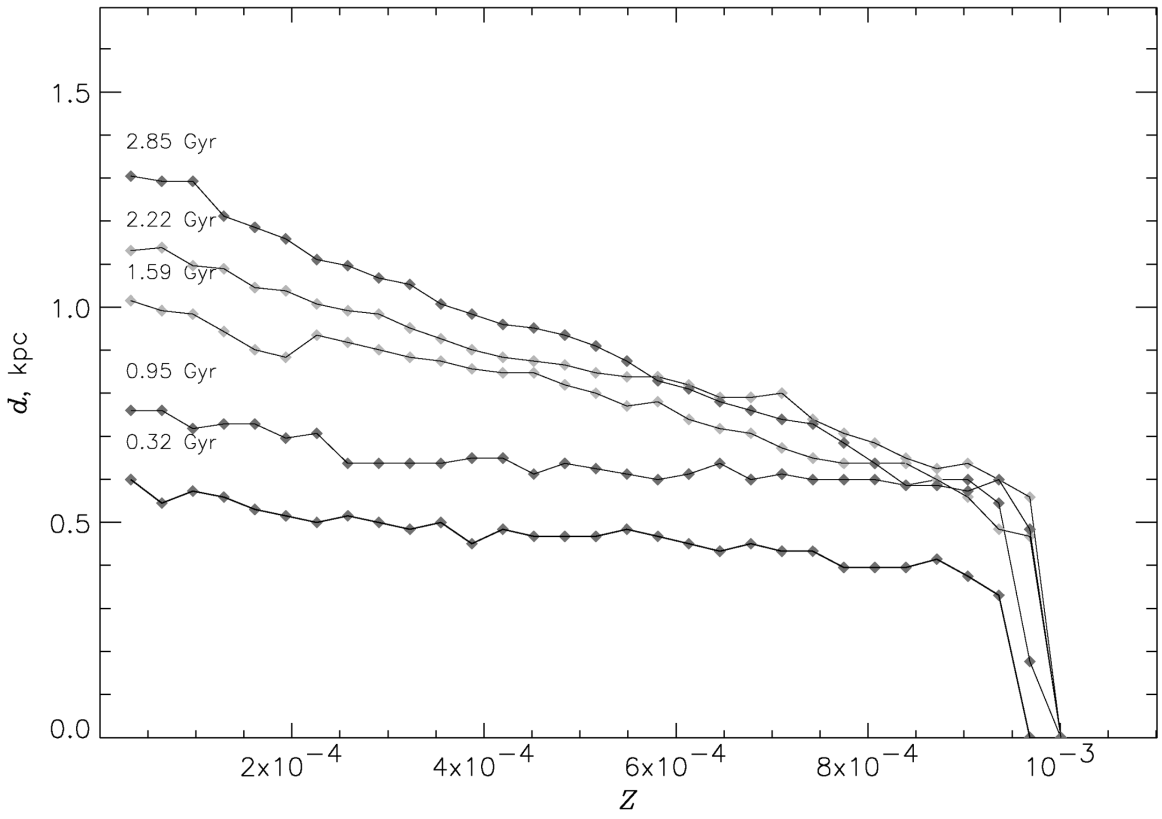

Рис. 2b. Зависимость характерного размера d обогащенных областей от металличности в них для различных моментов времени.

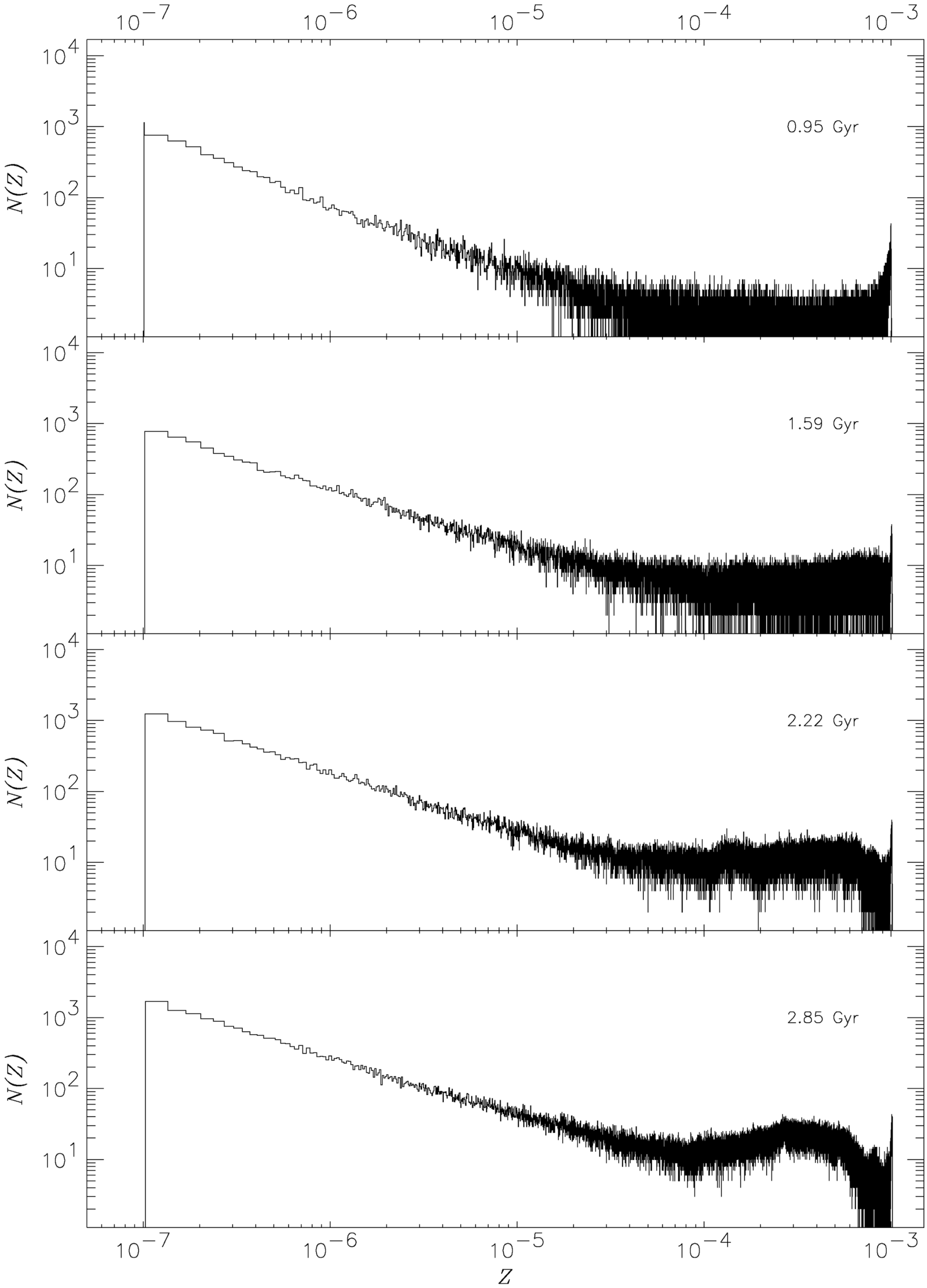

Рис. 3а. Распределение числа счетных ячеек по металличности, $N(Z)$, для различных моментов времени (указано в верхних правых углах панелей).

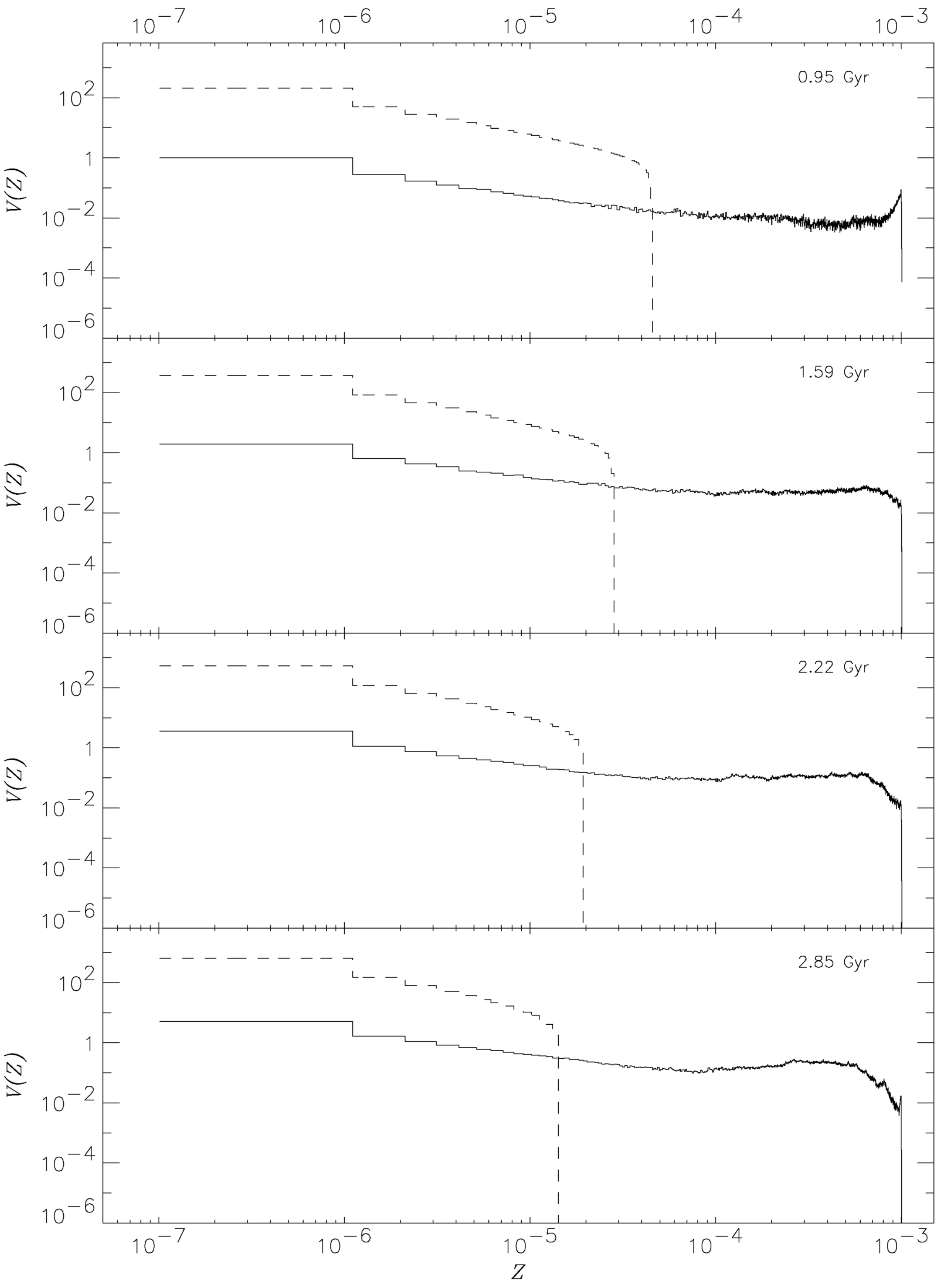

Рис. 3b. Распределение объема по металличности, $V(Z)$, в единицах начального объема оболочки, для различных моментов времени (указано в верхних правых углах панелей); пунктиром показано распределение $V(Z)$, ожидаемое в случае диффузионного перемешивания с коэффициентом диффузии $\kappa = 10^{29}$ см^2/с.

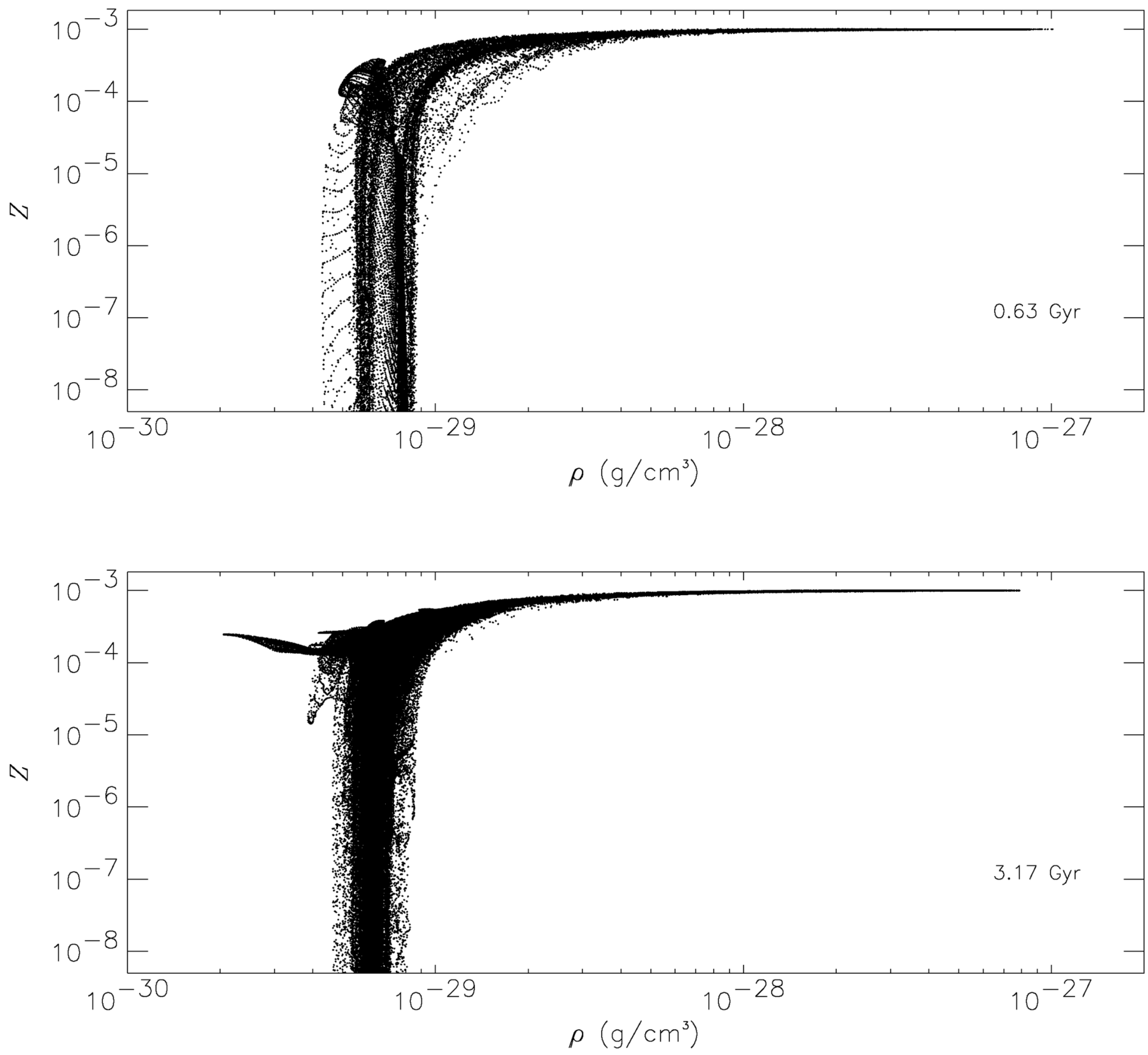

Рис. 4. Диаграмма плотность-металличность для двух моментов времени: $t = 1.7t_{cs} = 6.34 \times 10^8$ лет и $t = 3.17 \times 10^9$ лет.